Untersuchungen über das Zeeman-Phänomen im sichtbaren Spektrum von Nickel und Palladium.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Philosophischen Fakultät

der

Vereinigten Friedrichs-Universität Halle-Wittenberg

vorgelegt von

Curt Peterke

aus Stettin.

Halle a. S.

Buchdruckerei von Heinrich John

1909.

Referent: Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. E. Dorn.
Termin der mündlichen Prüfung: 4. November 1909.

Seinen lieben Eltern.

Inhalt.

	Seite
I. Einleitung. Absicht der Arbeit	7—8
II. Die Apparate	9—16
1. Das Stufengitter	9—11
2. Der Magnet und die Magnetfeld-Bestimmung	11—13
3. Der Vakuum-Unterbrecher	13—16
III. Das Nickelspektrum	17—22
IV. Das Palladiumspektrum	23—26
V. Allgemeine Ergebnisse	27

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548101_0091

Einleitung.

P. Zeeman hat im Jahre 1896 den Nachweis geführt, dass magnetische Kräfte die Lichtemission beeinflussen [1]):

Bringt man eine Lichtquelle in ein starkes Magnetfeld, so zerfällt eine Spektrallinie, wenn man sie senkrecht zu dem Verlauf der Kraftlinien beobachtet, im einfachsten Falle in ein sogen. Triplet. —

Die Schwingungen der mittleren Komponente, die die Wellenlänge der ursprünglichen Spektrallinie beibehält, sind parallel zu den Kraftlinien, die seitlichen Komponenten schwingen in einer zu der Richtung der Kraftlinien senkrechten Ebene und sind um ein geringes nach der Seite der grösseren bezw. kleineren Wellenlängen verschoben.

Betrachtet man aber parallel zu den Kraftlinien, so ist die mittlere Komponente des Triplets verschwunden, die Spektrallinie zerfällt in ein Doublet: die äusseren Komponenten sind ebenso wie bei der Beobachtung senkrecht zu den Kraftlinien um ein geringes nach beiden Seiten verschoben, sind aber im entgegengesetzten Sinne zirkular polarisiert.

Dies ist das Zeeman-Phänomen in seiner einfachsten Erscheinung. — Neuere Arbeiten, insbesondere von Runge und Paschen [2]), Purvis [3]), Miller [4]), Reese [5]), Kent [6]), Lohmann [7]),

[1]) P. Zeeman, On the influence of magnetism on the light emitted by a substance. — Phil. Mag. (5.) 43., pag. 226—239 (1897), nach Zittingsversh. Akad. Amsterdam 5, pag 181—184, 242–248 (1896).

[2]) C. Runge und F. Paschen. Abhandlungen der Kgl. Preuss. Akad. der Wissenschaften. Berlin 1902. Anhang Abh. I. Sitzungsberichte der Kgl. Preuss. Akad. d. Wiss. 1902, pag. 380—386, 720—730; 1904, pag. 417–425.

[3]) J. E. Purvis, Proceed. of the Camb. Phil. Soc. Vol. XIII, pag. 82—91, 1906, Vol. XIV Pt. III 1907, Transact. of the Camb. Phil. Soc. Vol. 20. pag. 191—193 (1906). Proceed. of the Camb. Phil. Soc. Vol. XIV Pt. I.

[4]) William Miller, Ann. d. Physik IV 24, pag. 125—133.

[5]) Reese, Astrophys. Journal 12 (1900). Phil. Mag. 48 (1899).

[6]) Kent, Astrophys. Journal 13 (1901).

[7]) W. Lohmann, Beiträge zur Kenntnis des Zeeman-Phänomens. Diss. Halle a. S. 1906.

Hartmann [1]), Moore [2]) und anderen haben in der Beobachtung dieses Phänomens weiter geführt. Es ist gefunden, dass sich der Zerfall häufig komplizierter gestaltet. —

Runge und Paschen vor allem haben gezeigt, dass die Serienlinien häufig einen komplizierteren Zerfall aufweisen, dass jede einzelne Komponente sich weiter spaltet in zwei, drei und mehr Komponenten. Die Anzahl dieser Komponenten ist gleich für Linien derselben Serie und ebenso ist ihr Abstand, in der Skala der Schwingungszahlen ausgedrückt, derselbe. —

Beim Neon fand Lohmann sehr komplizierte Trennungen einzelner Spektrallinien, so bei $\lambda = 6402{,}40$ solche in 15 Komponenten. — —

Die Untersuchung des Zeeman-Phänomens ist nur mit Hilfe spektroskopischer Apparate stärkster Dispersion möglich. — Die bisher fast stets benutzten Rowlandgitter gestatten wegen ihrer geringeren auflösenden Kraft die Untersuchung des Zeeman-Phänomens nur in ausserordentlich hohen Magnetfeldern. —

Das Michelson'sche Stufengitter übertrifft an auflösender Kraft das Rowlandgitter bedeutend. Während letzteres bei den gewöhnlich benutzten Platten nur die Untersuchung des ultravioletten und violetten Teiles des Spektrums gestattet, ist die Anwendung des Stufengitters nur im sichtbaren Spektrum möglich. — Es ist demnach wohl geeignet, frühere Untersuchungen zu bestätigen und weiter zu führen. —

Auf die freundliche Anregung und mit gütiger Unterstützung von Herrn Geh. Rat Prof. Dr. E. Dorn-Halle habe ich es unternommen, mit dem vorzüglichen Stufengitter des hiesigen physikalischen Instituts Untersuchungen über das Zeeman-Phänomen im sichtbaren Spektrum von Nickel und Palladium anzustellen.

---

[1]) W. Hartmann, Das Zeeman-Phänomen im sichtbaren Spektrum von Kupfer, Eisen, Gold und Chrom. Diss. Halle a. S. 1907.

[2]) B. E. Moore, Über die Zerlegung der Spektrallinien von Baryum, Yttrium. Zirkon und Osmium im magnetischen Felde. Ann. d. Physik, Bd. 25, pag. 309—345. 1908.

Die Apparate.

Das Stufengitter.

Das Stufengitter ist von A. Hilger-London angefertigt. Es besteht aus 32 Glasplatten von je 1 cm Dicke und hat eine Stufenbreite von 1 mm.

Mit demselben Gitter haben schon Dr. L. Janicki [1]) über feinere Zerlegung von Spektrallinien, Dr. W. Lohmann [2]) und Dr. W. Hartmann [3]) über das Zeeman-Phänomen gearbeitet. Da die Theorie wie die Anwendung des Stufengitters schon in diesen Arbeiten nach früheren Autoren dargestellt ist, so führe ich nur die in der Rechnung benutzte Formel an:

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{t\left[(\mu - 1) - \lambda \frac{d\mu}{d\lambda}\right]} \cdot \frac{d\theta}{d\theta_1};$$

wo

$d\theta$ = die Änderung des Beugungswinkels für eine Änderung von λ um $d\lambda$,

$d\theta_1$ = der Winkelabstand zweier Ordnungen,

μ = der Brechungskoeffizient,

$\mu = \mu_0 + \frac{c}{\lambda - \lambda_0}$, nach Prof. J. Hartmann,[4])

---

[1]) L. Janicki, Feinere Zerlegung der Spektrallinien von Quecksilber, Kadmium, Thallium und Wasserstoff. Diss. Halle a. S. 1905.

[2]) W. Lohmann, Beiträge zur Kenntnis des Zeeman-Phänomens. Diss. Halle a. S. 1906.

[3]) W. Hartmann, Das Zeeman-Phänomen im sichtbaren Spektrum von Kupfer, Eisen, Gold und Chrom. Halle a. S. 1907.

[4]) L. Janicki, Ann. d. Physik IV 19, pag. 79.

$\mu_o = 1{,}5470,$
$c = 108{,}274,$
$\lambda_o = 1970,$
$t =$ Plattendicke $= 10$ mm.

Setzt man $d\Theta = d\Theta_1$, so ist $d\lambda$ der Abstand zweier Ordnungen. — Setzt man aber für $d\Theta$ und $d\Theta_1$ die auf der photographischen Platte gemessenen Abstände von zwei Komponenten und von den Ordnungen, so stellt $d\lambda$ den Unterschied der Wellenlänge eben dieser Komponenten dar.

Ist eine Spektrallinie in zwei gleich hellen Ordnungen eingestellt, so spalten sich die beiden Ordnungen im Falle des Triplets beim Einschalten des Magnetfeldes in je drei Linien. Von den seitlichen Komponenten erscheinen meistens nur die zwischen den Mittellinien liegenden, da die äusseren bei der nach den Seiten hin sehr schnell abfallenden Lichtstärke verschwinden.

Bei den mittleren Komponenten nun tritt eine Erscheinung auf, die auch von Dr. Hartmann beobachtet ist: Schon beim Einschalten eines schwachen Magnetfeldes rücken die Mittellinien um ein geringes zusammen. Steigert man das Magnetfeld, so nimmt auch die Verminderung des Ordnungsabstandes zu. —

Wie schon Dr. Hartmann bei Kupfer, Eisen, Gold und Chrom, so fand auch ich beim Nickel und Palladium dieselbe Erscheinung. Sie zeigt sich auch bei der Verwendung der verschiedenartigsten Pole, wie sie z. B. zur Magnetfeld-Bestimmung [1]) und zur Feststellung des Einflusses der Magnetisierbarkeit von Nickel auf das Magnetfeld [2]) verwendet wurden, kann also nicht in der Natur eines einzelnen Metalles begründet liegen.

Dr. Hartmann schreibt [3]): „Dieser Änderung würde, rein äusserlich betrachtet, eine Verkürzung der Wellenlänge entsprechen.“ Diese Erklärung scheint auch mir die richtige zu sein. Allerdings habe ich ebensowenig wie Dr. Hartmann einen tatsächlichen, gesetzmässigen Zusammenhang zwischen Magnetfeldstärke, Verminderung des Ordnungsabstandes und Wellenlänge finden können. —

---

[1]) Siehe S. 11.
[2]) Siehe S. 18.
[3]) a. a. O. S. 10.

Um nun dieser Unregelmässigkeit Rechnung zu tragen, ist fast stets nach den photographischen Aufnahmen im Magnetfeld eine solche ohne Magnetfeld nur von den beiden Ordnungen der Linie gemacht worden. Man kann nun $d\lambda$ zweifach bestimmen. Bezeichnet man den gemessenen Abstand der Ordnungen vor Einschalten des Magnetfeldes mit $d\Theta_{1a}$, nach dem Einschalten mit $d\Theta_{1i}$, ferner den Abstand der zwischen den aufeinanderfolgenden Ordnungen liegenden Komponenten von den Ordnungen mit $d\Theta_a$ bezw. $d\Theta_i$, ihren Abstand von einander mit Δ, so hat man

$$d\Theta_a = \frac{d\Theta_{1a} - \Delta}{2}, \quad d\Theta_i = \frac{d\Theta_{1i} - \Delta}{2}.$$

Die hiermit und mit $d\Theta_{1a}$ bezw. $d\Theta_{1i}$ aus der Formel S. 9 berechneten Werte von $d\lambda$ seien $d\lambda_a$ und $d\lambda_i$.

Beide Methoden sind bei der Berechnung der Ergebnisse durchgeführt. Die sich dabei ergebenden Differenzen übersteigen, wie aus den Tabellen ersichtlich, fast nie 2 %. —

Der Magnet und die Magnetfeld-Bestimmung.

Ein Halbringelektromagnet nach H. Dubois in der Ausführung von Hartmann und Braun, Frankfurt a. M., diente zur Erzeugung der Magnetfelder. Um ihn beliebig in horizontaler wie vertikaler Richtung verschieben zu können, ist er nach Angaben von Herrn Geh.-Rat Dorn auf einem fahrbaren Holzgestell in überaus leicht zu handhabender Weise montiert. —

Die Eisenkerne des Elektromagneten sind durchbohrt und ermöglichen das Einschieben des Michelson'schen Vakuum-Unterbrechers.

Dieser Vakuum-Unterbrecher, der weiter unten beschrieben werden wird[1]), enthält zwei sich gegenüberstehende, fest verbundene, konische Polschuhe, deren Grundflächen unmittelbar an die Kerne des Elektromagneten gebracht werden können. Infolge der festen Verbindung der Polschuhe besitzen die Stirnflächen einen unveränderlichen Abstand von 3,2 mm. Diese Polschuhe

[1]) cf. S. 13 ff.

sind nun mit Durchbohrungen von 7 mm Weite versehen, so dass die Stirnflächen, deren ganzer Durchmesser 15,4 mm beträgt, von 4,2 mm breiten Ringen gebildet werden. — Der halbe Öffnungswinkel der sich konisch verjüngenden Polschuhe beträgt 61^0, der Durchmesser ihrer Grundflächen 80 mm.

Dr. W. Lohmann[1]) und Dr. W. Hartmann[2]) haben die Magnetfelder durch die Induktionsmethode bestimmt.

Durch die Untersuchungen des letzteren war mir ein anderer Weg vorgezeichnet.

Für die Kupferlinie $\lambda = 5153.4$ hat Dr. Hartmann den Wert von $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$ zu 1,03 und den Wert von $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$ zu 3,89 bestimmt. Dabei berechnet er $d\lambda$ aus der obigen Formel[3]) und bestimmt $\mathfrak{H}$ durch die Methode der Induktion, indem er den Strom, den er durch den Elektromagneten schickt, mit einem Ampèremeter misst. Die in Betracht kommenden Werte von $\mathfrak{H}$ sind in Fig. I[4]) graphisch dargestellt.

Da ich nun dieselbe Versuchsanordnung wie er benutze, so muss, falls während der Versuche $\mathfrak{H}$ unverändert geblieben ist, der Wert von $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$ und von $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$ für die Kupferlinie $\lambda = 5153.4$ derselbe bleiben, wie bei Dr. Hartmann, falls ich für die am Ampèremeter abgelesenen Ampère dieselben Werte von $\mathfrak{H}$ (in Gauss gemessen) einsetze, die Hartmann durch die Induktionsmethode gefunden hat.

Ich habe also die Kupferlinie $\lambda = 5153.4$ photographiert, habe dann meinerseits $d\lambda$ nach der bekannten Formel bestimmt und setze nun das $\mathfrak{H}$, welches ich aus der Kurve für den Strom, den das Ampèremeter anzeigt, berechne, in $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$ und $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$ ein. — Wie nachstehende Tabelle zeigt, ist in der Tat $\mathfrak{H}$ dasselbe geblieben.

---

[1]) a. a. O.
[2]) a. a. O.
[3]) cf. S. 9.
[4]) cf. Anhang Fig. I.

Cu 5153.4.

Dr. Hartmann		Verfasser				
$\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$	$\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$	$\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$	$\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$	$\mathfrak{H}$.	Stromrichtung	Abweichung
		1,03	3,86	12160	Cu ⇛→ Cu	— 0,75 %
1,03	3,89	1,05	3,96	13730	Ni ⇛→ Cu	+ 1,8 %
		1,03	3,87	12860	Ni ⇛→ Cu	— 0,5 %

Die Mehrzahl der Aufnahmen sind, um von zufälligen Störungen frei zu sein, nachts ausgeführt. Es ist in den meisten Fällen ein Magnetfeld von 7000 bis 12000 Gauss verwendet worden. Da bei den zur Erzeugung eines derartigen Magnetfeldes verhältnismässig schwachen Strömen von 1,7—4,0 «A« eine merkliche Erwärmung des Elektromagneten nicht eintritt, so ist dadurch eine Fehlerquelle vermieden, die bei der Verwendung starker Ströme, wie sie zur Erzeugung hoher Magnetfelder von 30000 und mehr Gauss für die Untersuchung des Zeeman-Phänomens mit dem Rowlandgitter nötig sind, sich unangenehm bemerkbar machen kann.

Der Vakuum-Unterbrecher.

Ein Vakuum-Unterbrecher[1]), wie er schon von Dr. Hartmann nach den Angaben von Michelson[2]) benutzt ist, wurde als Lichtquelle verwendet. Die beiden oben erwähnten konischen Polschuhe, deren Ausmessungen ich schon angegeben habe[3]), sind durch ein Messingrohr derart verbunden, dass ihr Polabstand 3,2 mm beträgt. An den hinteren Grundflächen sind zwei zylinderartige Ansatzstücke befestigt, die ebenfalls wie die Polschuhe mit einer Durchbohrung von 7 mm Durchmesser versehen sind.

An diese Ansatzstücke schliessen sich etwa 20 cm lange Messingröhren von 17 mm äusserem und 7 mm innerem Durchmesser an. — Das die beiden Pole verbindende Messingrohr hat ein engeres und ein weiteres Ansatzrohr. Das erstere dient zur

[1]) s. Fig. II.

[2]) Michelson, Astrophys. Journal 8 (1898) pag. 36—47.

[3]) cf. S. 11.

Verbindung mit einer Wasserstrahlpumpe, das letztere wird durch eine Glasscheibe mit Lederringdichtungen verschlossen und lässt das zwischen den Polschuhen erzeugte Licht aus dem Vakuum-Unterbrecher austreten.

In die 7 mm weiten Durchbohrungen werden nun dünne Glasröhren aus Jenaer Geräteglas mit Siegellack eingekittet und an den äusseren Enden mit Pizeïn gegen die Messingröhren abgedichtet. In diese Glasröhren wiederum werden 4 mm dicke Messingstäbe eingeführt, die an den vorderen Enden Ansatzstücke aus den zu untersuchenden Metallen tragen und gegen die Glasröhren durch Gummischlauchstücke abgedichtet sind. Der eine dieser Stäbe steht gewöhnlich fest und kann nur durch eine Schraube, die in einem an dem Messingrohr durch Hartgummi isoliert befestigtem Gestelle läuft, um wenige Millimeter vor- oder rückwärts geführt werden. Der andere Messingstab ist isoliert an einer kleinen exzentrischen Scheibe befestigt, die von der Achse eines Elektromotors getragen ist. Wird dieser in Gang gesetzt, so vollführt der Messingstab eine kleine, hin- und hergehende Bewegung, die so eingerichtet wird, dass der gegenüberstehende, feste Pol bei jedem Umlauf gerade berührt und dadurch ein elektrischer Strom geschlossen und sofort wieder geöffnet wird. Geschieht dies mit der nötigen Schnelligkeit, so entsteht aus der Reihe rasch aufeinander folgender Entladungen ein für das Auge continuierlicher Lichtbogen.

Der ganze Unterbrecher kann in den Halbringelektromagneten derart eingesetzt werden, dass die Grundflächen der Polschuhe sich fest an die Eisenkerne des Elekromagneten anschliessen.

Der Vakuum-Unterbrecher gestattet das vollständige Abschliessen der Luft und kann evakuiert in Tätigkeit gesetzt werden. Zum Evakuieren dient eine gewöhnliche Wasserstrahlpumpe. Die anfangs breiten und diffusen Spektrallinien werden bei abnehmendem Druck immer klarer und schärfer, bis schliesslich von einem Druck von etwa 4 cm an sich keine besondere Wirkung einer weiteren Verdünnung zeigt. So sind die meisten Aufnahmen bei einem Druck von 2—3 cm gemacht.

Die an den vorderen Enden der Messingstäbe befestigten Metallenden haben einen Durchmesser von 3,5 mm. Der zwischen diesen Polen unter einem Drucke von 2—3 cm erzeugte Öffnungs-

funken bildete bei den vorliegenden Untersuchungen die Lichtquelle, die im grossen und ganzen recht gleichmässig und ziemlich lichtstark ist, jedenfalls den gewöhnlichen Induktionsfunken an Lichtschärfe weit übertrifft.

Der den Funken liefernde Stromkreis wird beim Nickel von 17 Akkumulatoren gespeist; beim Palladium hingegen dürfen nur 14 Akkumulatoren verwendet werden, da sonst die Palladiumstücke zu schnell abbrennen. Um die Spektrallinien zu verschärfen und gleichzeitig den Funken zu verstärken, ist eine hinreichende Selbstinduktion in den Stromkreis geschaltet. Die verwendete Stromstärke beträgt etwa 5 ‹A›. —

Wie schon oben gesagt, ist die Lichtquelle recht gleichmässig, doch ist so manche Schwierigkeit zu überwinden, um ein gutes und vor allem ein dauerndes Licht zu erhalten.

Ein gutes Licht lässt sich nur dann erzielen, wenn die Glasröhren so weit vorgeschoben werden, dass sie noch in den Raum zwischen den Ringflächen hineinragen und nur etwa 2 mm Raum lassen, so dass der Funke sozusagen zwischen den Glasröhren hervorquillt. Geschieht dies nicht, so gibt es ein unruhiges, hin und her flackerndes Licht, das zum Beobachten wie zum Photographieren des Zeeman-Phänomens in gleicher Weise unbrauchbar ist. —

Sind nun die Glasröhren in geeigneter Weise eingesetzt, so dass sie noch etwa 0,6 mm über die Ringfläche hinausragen, tritt ein anderer Übelstand auf. Da bei der geringen photochemischen Wirksamkeit der sichtbaren Strahlen die Aufnahmen im Durchschnitt 45 Minuten, häufig eine Stunde und länger dauern, so muss auch so lange das Licht erhalten werden. Dies ist bei den fortdauernden, kleinen Erschütterungen, denen die Glasröhren durch das ununterbrochene Hin- und Herbewegen der einen Elektrode ausgesetzt sind, äusserst schwer, weil die Glasröhren sehr leicht platzen, zumal da sie durch den ständig auftretenden Öffnungsfunken stark erhitzt werden. Daher habe ich sehr oft photographische Aufnahmen, die eine Stunde dauern sollten, nach 40 oder 50 Minuten als ergebnislos abbrechen und von neuem beginnen müssen, weil Teilchen der nach dieser Zeit zersprungenen Glasröhren sich in den Lichtweg lagerten und dem Licht den ungehinderten Austritt verwehrten. Über

$1^1/_2$ Stunden hinaus gutes Licht zu erhalten, ist mir oft wochenlang nicht möglich gewesen. —

Der Vorteil des häufigen Kommutierens, von dem Dr. Hartmann spricht, ging mir beim Nickel verloren, da ein brauchbares Licht bei Anwendung von zwei Nickelelektroden fast nie zu erzielen war. So habe ich als positive Elektrode einen Kupferdraht, und nur als negative Nickel genommen, so dass der Strom stets in einer Richtung gehen musste.

Beim Palladium aber ist mir das häufige Kommutieren sehr von Nutzen gewesen.

Die Belichtungszeit betrug 10 Minuten bis zwei Stunden, im Durchschnitt etwa 45 Minuten.

Als Platten habe ich für die Linien des violetten und blauen Teiles zuerst die gewöhnliche Lumière-Platte, dann die Lumière-Σ Platte benutzt, die sich der ersteren weit überlegen zeigte. — Für die grünen und gelben Linien sind die Viridinplatte von Dr. Schleussner-Frankfurt a. M. und die Flavinplatte von Hauff & Co.-Feuerbach in Württemberg zur Verwendung gekommen. Ich schreibe dieser letzteren Platte eine etwas grössere Empfindlichkeit zu.

Zum Nachweis des Polarisationszustandes der einzelnen Komponenten einer Linie diente ein Nikolprisma.

Das Nickelspektrum.

Zur Behandlung der Nickellinien kamen Stifte von 3,5 mm Dicke aus reinem Nickel, das von den „Vereinigten Deutschen Nickelwerken, Schwerte i. W.", geliefert war, zur Verwendung.

Die Identifizierung der Linien geschah auf folgende Weise: Das Hilfsspektroskop, durch das das Licht, bevor es ins Stufengitter eintritt, spektral zerlegt wird, ermöglicht es, die Einstellung der einzelnen Spektrallinien hinreichend genau abzulesen. Da nun die Wellenlängen der Kupferlinien mir bekannt waren, wurde eine Beziehung zwischen diesen Linien und den Trommelteilen zur graphischen Darstellung gebracht. Wurde nun für die Nickellinien die Einstellung der Trommelteile abgelesen und in die Kurve eingetragen, so konnte man dann aus der Kurve die zugehörigen Wellenlängen der Nickellinien feststellen.

Die Wellenlängen sind nach Hasselberg[1]) angegeben.

Die Identifizierung gelang so bis auf wenige Angström-Einheiten genau.

Da sich bei dem verwendeten Nickel jedoch noch ein gewisser Grad der Magnetisierbarkeit zeigte, wurde zunächst geprüft, ob diese Magnetisierbarkeit derart sei, dass sie Einfluss auf das Magnetfeld habe. Dies geschah in folgender Weise:

Als ein Pol wurde Kupfer, als anderer Nickel genommen. — Ich liess nun den Strom vom Kupfer zum Nickel übergehen und photographierte bei einem bestimmten Magnetfeld die Nickellinie $\lambda = 4648.82$, darauf kommutierte ich den Strom, liess ihn also jetzt vom Nickel zum Kupfer übergehen und photographierte bei sonst ungeänderten Versuchsbedingungen dieselbe Linie. Dies letztere verursachte einige Schwierigkeiten, da sich schon nach wenigen Minuten soviel Kupfer auf dem Nickelpol absetzte, dass die Nickellinie fast gar nicht mehr hervortrat. Diese Schwierigkeit wurde dadurch behoben, dass nach je drei Minuten der Spalt des Stufengitters verdeckt, dann der Strom kommutiert wurde und während dreier Minuten nun wieder vom Kupfer zum Nickel überging, so dass sich das auf dem Nickelpol abgesetzte Kupfer nun wieder auf dem Kupferpol niederschlug. — War diese Aufnahme beendet, so wurde der Kupferpol vorsichtig gegen

[1]) Hasselberg, Die Spektra der Metalle im elektrischen Flammenbogen. Kongl. Svenska Vetenskaps Akademiens Handlingar 26. (1894/95).

einen Nickelpol ausgetauscht, und nun die Linie bei reinem Nickellicht photographiert. Da diese drei Aufnahmen etwa eine Stunde in Anspruch nahmen, boten sie inbezug auf Erhaltung des Lichtes die denkbar grössten Schwierigkeiten und gelangen mir erst nach wochenlangen, vergeblichen Versuchen. —

Folgende Tabelle zeigt, dass eine merkliche Änderung der Werte $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$ und $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$ nicht eingetreten, dass also das Magnetfeld unverändert geblieben ist.

$\lambda = 4648.82$:

$\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$			$\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$			$\mathfrak{H}$
Cu ⟶ Ni	Ni ⟶ Cu	Ni ⟶ Ni	Cu ⟶ Ni	Ni ⟶ Cu	Ni ⟶ Ni	
1,153	1,164	1,156	5,335	5,385	5,348	8125
1,156	1,155	1,158	5,347	5,342	5,359	9340

Da ausserdem bei der Anwendung von einem Nickelpol die Werte von $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$ und $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$ für die Kupferlinie $\lambda = 5153.4$, ebenso wie bei der Anwendung von zwei Kupferpolen zu 1,03 und 3,89 bestimmt wurden,[1]) so ist auch eine Änderung des Magnetfeldes um einen konstanten Faktor durch Einführung eines Nickelpoles ausgeschlossen.

Bei den folgenden Versuchen bildete das Nickel nur den negativen Pol, als positiven behielt ich Kupfer bei, da es sich zeigte, dass dann das Licht ein besseres war.

Es wurde nun jede der identifizierten Linien behandelt, hierbei zeigte sich, dass viele Linien beim Einschalten des Magnetfeldes vollkommen diffus und verwaschen wurden, häufig ist in diesem Falle ein komplizierterer Zerfall anzunehmen, so z. B. bei den Linien $\lambda = 4829.18$, $\lambda = 4852.70$, $\lambda = 5115.55$ und $\lambda = 5168.83$.[2])

Die genaue Übereinstimmung meiner Messungen untereinander zeigt besonders die Linie $\lambda = 4648.82$, die ich zu den

[1]) cf. S. 13.
[2]) cf. S. 20 f.

verschiedensten Zeiten photographierte, da zuerst die Magnetisierbarkeit des Nickels an der Hand der Aufspaltung dieser Linie untersucht wurde, und sie dann auch später zugleich mit den anderen Nickellinien behandelt wurde.

Die ausgemessenen Linien sind sämtlich als Triplets photographiert. — Durch die Indices „i“ und „a“ wird, wie schon oben [1]) gesagt, die Verschiedenheit des Ordnungsabstandes innerhalb und ausserhalb des Magnetfeldes berücksichtigt. —

Es möge nun die tabellarische Darstellung der Ergebnisse folgen:

λ	$\frac{d\lambda_i}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$	$\frac{d\lambda_a}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$	$\frac{d\lambda_i}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$	$\frac{d\lambda_a}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$	$\mathfrak{H}$	Belichtungsdauer
4401.70	1,14	—	5,87	—	7340	30′
	1,12	—	5,78	—	8160	30′
	1,14	1,15	5,89	5,96	8270	35′
4605.15	1,00	—	4,74	—	10463	65′
	0,99	1,02	4,66	4,81	10463	75′
4648.82	1,15	—	5,30	—	8800	15′
	1,15	1,14	5,34	5,28	8125	12′
	1,16	1,14	5,34	5,29	9340	12′
	1,16	1,14	5,35	5,27	9340	15′
	1,13	—	5,22	—	8190	10′
	1,16	1,15	5,37	5,31	10463	12′
	1,16	1,17	5,37	5,39	9920	15′
4714.59	1,20	—	5,39	—	8270	40′
	1,20	—	5,42	—	8190	45′
4852.70	1,40	—	5,96	—	7270	60′
	1,42	1,45	6,00	6,11	7110	60′
5017.75	1,64	1,67	6,50	6,62	6770	100′
	1,65	—	6,55	—	6555	120′
5035.55	1,13	1,16	4,47	4,56	9825	60′
	1,15	1,16	4,52	4,59	11120	60′
	1,13	1,15	4,45	4,53	12810	60′
5115.55	1,27	—	4,84	—	10285	75′
	1,27	1,30	4,86	4,98	9365	90′
5477.13	1,42	—	4,74	—	10815	30′
	1,43	1,44	4,76	4,78	10815	30′
	1,42	1,42	4,72	4,74	12500	35′

[1]) cf. S. 11.

Das Verhalten dieser Linien in hohen Magnetfeldern von 12000 — 15000 Gauss mag kurz besprochen werden.

Die Linien $\lambda = 4401.70$, $\lambda = 4605.15$, $\lambda = 4648.82$, $\lambda = 4714.59$, $\lambda = 5017.75$, $\lambda = 5035.55$ und $\lambda = 5477.13$ sind sämtlich Triplets, die auch in den höchsten Magnetfeldern keinen höheren Zerfall aufweisen.

Bei den Linien $\lambda = 4852.70$ und $\lambda = 5115.55$ tritt bei etwa 13000 Gauss eine merkliche Verbreiterung der mittleren Komponente auf, die bei etwa 14500 Gauss derart stark wird, dass mit Bestimmtheit ein höherer Zerfall, wohl in ein Nonet, vorliegt.

Die Polarisation ist bei allen Linien, auch bei den folgenden, eine normale, d. h. die mittleren Komponenten schwingen parallel zu den Kraftlinien, die seitlichen senkrecht dazu.

Es mag jetzt das durch Okularbeobachtung ermittelte Verhalten einiger Nickellinien hinzugefügt werden:

Die Linien $\lambda = 4459.21$, $\lambda = 4470.61$, $\lambda = 4547.44$ und $\lambda = 4592.66$ sind bis zu den höchsten Feldstärken normale Triplets.

Die Linie $\lambda = 4786.66$ lässt sich im Nikol gerade noch als Sextet erkennen, die beiden mittleren Komponenten schwingen parallel, die äusseren vier Komponenten senkrecht zu den Kraftlinien.

Die Linie $\lambda = 4807.17$ gibt ein äusserst lichtschwaches Triplet.

Die Linie $\lambda = 4829.18$ erscheint zunächst als Triplet, bei etwa 14000 Gauss jedoch tritt eine deutliche Verbreiterung der mittleren Komponente auf, die einen höheren Zerfall, jedenfalls in ein Nonet, wahrscheinlich macht.

Die Linie $\lambda = 4864.64$ ist ein normales Triplet.

Bei der Linie $\lambda = 4904.56$ konnten bei besonders günstigem Licht im Nikol drei parallel schwingende Komponenten erkannt werden, während die äusseren Komponenten vollkommen diffus erschienen. Nimmt man an, dass diese Linie normal zerfällt, so ist damit nach dem System der

[1]) W. Lohmann, Beiträge zur Kenntnis des Zeeman-Phänomens. Diss. Halle a. S. 1906.

komplexen Trennungen, wie es Dr. Lohmann im Neonspektrum gefunden hat[1]), ein Gesamtzerfall in ein Nonet gegeben. — Diese Erscheinung konnte bei einem Magnetfeld von etwa 15000 Gauss beobachtet werden.

Die Linien $\lambda = 4937.51$ und $\lambda = 5100.13$ sind äusserst diffuse Triplets bis zu den höchsten Feldstärken.

Die Linie $\lambda = 5168.83$ zeigt bei hohen Feldstärken im Nikol eine merkliche Verbreiterung der mittleren Komponente, so dass ein höherer Zerfall nicht unwahrscheinlich ist.

Die Linien $\lambda = 5184.78$, $\lambda = 5268.59$, $\lambda = 5371.64$, $\lambda = 5411.50$ und $\lambda = 5670.22$ sind sämtlich diffuse und lichtschwache Triplets.

Einige Linien zeigen gleiche quantitative Trennung, so

$$\lambda = 5477.13: \frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5 = 4{,}74$$

und $\lambda = 4605.15$: „ $= 4{,}70$,

ausserdem $\lambda = 4714.59$: „ $= 5{,}40$

und $\lambda = 4648.82$: „ $= 5{,}35$;

doch ist ein Schluss auf etwa existierende Serien daraus nicht zu ziehen.

Das Spektrum des Nickel ist schon von Kent behandelt worden[1]); da er aber mit dem Rowland-Gitter arbeitete, kam er über den violetten Teil des Spektrums nicht hinaus. Er findet für die Linie $\lambda = 4401.70$ den Wert von $\frac{d\lambda}{\lambda^2} \cdot 10^{10}$ zu 354, hierbei versteht er unter $d\lambda$ den ganzen Abstand der Komponenten des Triplets von einander und drückt seine Werte in Angström-Einheiten aus.

Rechne ich meinen Wert $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5 = 5{,}85$ (cm) auf sein Magnetfeld, das er zu 32800 Gauss angibt, um, so finde ich den Wert von 384, also eine Zahl, die um etwa 8 % grösser ist als Kent's Wert. Diese Differenz ist wohl aus der Ungenauigkeit der Kent'schen Magnetfeldbestimmung, die schon Dr. Hartmann nachweist[2]), zu erklären.

---

[1]) Kent, Astrophys. Journal 13, pag. 289—319 (1901).

[2]) a. a. O. S. 43.

Ausserdem sagt Kent zwar, die von ihm benutzte Nickellegierung sei unmagnetisch, macht jedoch keine Angabe darüber, ob sie durch ein starkes Magnetfeld beeinflusst würde oder nicht.

Es ergab sich z. B. bei Versuchen, die ich mit Kobalt anstellte, dass dieses derart magnetisierbar war, dass die Verteilung der Magnetkraftlinien eine völlig ungleichmässige, und damit das Magnetfeld vollkommen inhomogen war. Die seitlichen Linien eines Triplets blieben nicht mehr gerade Linien, sondern waren, da in der Mitte der Lichtquelle ein weitaus stärkeres Magnetfeld war, nach aussen gebogen. — Zwar hat Kent auch das Kobalt einer eingehenden Behandlung unterzogen[1]); er spricht aber von dem magnetischen Verhalten dieser Substanz mit keinem Wort.

[1]) Kent, Astrophys. Journal 13, pag. 289—319. 1901.

Das Palladiumspektrum.

Um die Palladiumlinien zu behandeln, wurden kleine Stifte von 1 cm Länge und 3,5 mm Dicke, die mir in äusserst dankenswerter Weise von Herrn Geh. Rat Prof. Dr. Dorn zur Verfügung gestellt wurden, mit Silberlot auf Kupferdrähte gelötet und diese dann in die Messingstäbe eingeschraubt.

Die Identifizierung wurde in derselben Weise wie beim Nickel, jetzt unter Zuhilfenahme bekannter Nickellinien, durchgeführt. Die Wellenlängen sind dabei nach Kayser [1]) angegeben.

Da viele Palladiumlinien in unmittelbarster Nähe von Kupfer- und Nickellinien liegen, so konnte man bei der Identifizierung auf den Gedanken kommen, das Palladium sei durch Kupfer und Nickel verunreinigt. Dadurch, dass ich einen Kupfer- und einen Palladiumpol, dann einen Nickel- und einen Palladiumpol verwendete, nun den Strom häufig kommutierte und dabei das Verhalten der Linien auf das genaueste beobachtete, konnte die Haltlosigkeit dieser Vermutung nachgewiesen werden.

Besonders interessant war es, zu beobachten, wie beim Wechsel vom negativen zum positiven Kupferlicht die Kupferlinie $\lambda = 5105.8$ allmählich schwächer und schwächer wurde und hart neben ihr die Palladiumlinie $\lambda = 5110.94$ auftauchte, die schliesslich die ursprüngliche Linie an Helligkeit weit überstrahlte.

Es mögen jetzt die quantitativen Ergebnisse folgen; die Belichtungszeiten betrugen 25 Minuten bis zu einer Stunde. Zum Photographieren wurden sowohl als positiver wie als negativer Pol Palladium genommen, ich hatte dadurch die Möglichkeit,

[1]) H. Kayser, Über die Bogenspektren der Elemente der Platingruppe Abhandl. d. Kgl. Akad. d. Wissenschaften zu Berlin. 1897. Anhang.

häufig kommutieren und so das Licht länger gut erhalten zu können.

λ	$\frac{d\lambda_i}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$	$\frac{d\lambda_a}{\mathfrak{H}} \cdot 10^{13}$	$\frac{d\lambda_i}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$	$\frac{d\lambda_a}{\mathfrak{H} \lambda^2} \cdot 10^5$	$\mathfrak{H}$	Belichtungsdauer
4213·16	1,00	–	5,61	—	7760	45′
	1,01	1,02	5,70	5,76	8885	50′
4817·66	1,50	—	6,47	—	6965	25′
	1,53	1,51	6,57	6,52	7645	25′
4875·58	1,35	—	5,67	—	8370	30′
	1,34	1,36	5,64	5,70	8370	35′
5163·97	1,22	—	4,57	—	11640	40′
	1,23	—	4,60	—	10610	45′
5295·74	1,43	—	5,10	—	9685	50′
	1,43	1,47	5,11	5,24	9685	50′
5395·47	1,37	—	4,70	—	10640	60′
	1,36	1,35	4,68	4,63	10460	60′

Es sei noch das Verhalten dieser Linien in hohen Magnetfeldern kurz besprochen:

Die Linien $\lambda = 4213.16$, $\lambda = 5163.97$, $\lambda = 5295.74$ und $\lambda = 5395.47$ bleiben bis zu den höchsten angewendeten Feldstärken von 15—16000 Gauss Triplets.

Bei der Linie $\lambda = 4817.66$ sind im Nikol bei den höchsten Feldstärken von etwa 16000 Gauss gerade noch zwei parallel schwingende Komponenten zu erkennen. Da jedoch die seitlichen Ordnungen diffus werden, auch die Nebenordnungen störend auftreten, so ist ein höherer Zerfall als in ein Quartet nicht mit Sicherheit zu bestimmen.

Die mittlere Komponente der Linie $\lambda = 4875.58$ teilt sich in den höchsten Feldstärken in drei parallel schwingende Komponenten, wie mit dem Nikol erkannt werden kann. Da die seitlichen Komponenten infolge des Auftretens der Nebenordnungen zu einem breiten, diffusen Bande werden, so kann deren Zerfall nicht bestimmt werden. — Jedoch ist wohl ein Zerfall in ein Nonet anzunehmen.

Es war unmöglich, die Linien $\lambda = 4817.66$ und $\lambda = 4875.58$ in ihrem endgültigen Zerfall zu photographieren. Sie sind aber

trotzdem als Triplets photographisch aufgenommen in der Hoffnung, dass es mit Apparaten noch grösserer Dispersion vielleicht später möglich sein wird, die Linien in ihrem Gesamtzerfall aufzunehmen und dann mit meinen Beobachtungen zu vergleichen, ob der Abstand der seitlichen Komponenten des eventuellen Quartets derselbe ist wie bei mir, und ebenso, ob der Abstand der mittleren Linie der drei senkrecht zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten eines eventuellen Nonets von der Mittellinie der drei parallel schwingenden Komponenten derselbe ist, wie ich ihn für das Triplet gefunden habe.

Es seien jetzt einige qualitative Beobachtungen angegeben.

Die Linie $\lambda = 4473.77$ ist schon bei 6650 Gauss ein Quartet. In höheren Feldstärken zeigt sich eine deutliche Verbreiterung der beiden parallel zu den Kraftlinien schwingenden Komponenten, so dass ein endgültiger Gesamtzerfall in mindestens 12 Komponenten äusserst wahrscheinlich ist.

Bei der Linie $\lambda = 4788.30$ ist mit dem Nikol in hohen Magnetfeldern ein Zerfall der mittleren Komponente in drei parallel schwingende Komponenten zu beobachten. — Daraus würde auf ein Nonet zu schliessen sein. Die seitlichen Komponenten werden durch das störende Auftreten der Nebenordnungen diffus.

Die Linien $\lambda = 4919.01$, $\lambda = 4972.08$, $\lambda = 5063.55$, $\lambda = 5110.94$, $\lambda = 5117.18$, $\lambda = 5209.04$ und $\lambda = 5234.99$ sind normale, ziemlich lichtschwache Triplets bis zu den höchsten Feldstärken.

Bei der Linie $\lambda = 5312.75$ deutet eine merkliche Verbreiterung der mittleren Komponente auf einen ungeraden, höheren Zerfall, vielleicht in ein Nonet, hin, die seitlichen Komponenten sind zwar verbreitert, aber auch diffus.

Die Linie $\lambda = 5345.28$ ist ein äusserst diffuses Triplet.

Die Linie $\lambda = 5362.86$ konnte bei einem Magnetfeld von 8100 Gauss als normales Quartet beobachtet werden, ein höherer Zerfall ist wohl ausgeschlossen.

Die Linien $\lambda = 5543.00$ und $\lambda = 5547.22$ erscheinen im Stufengitter gleichzeitig, beides sind Triplets, doch überlagern sich die seitlichen Komponenten und stören einander.

Die Linien $\lambda = 5619.67$, $\lambda = 5670.26$ und $\lambda = 5695.24$ sind in hohen Magnetfeldern derartig breit und diffus, dass eine genaue Verfolgung des Zeeman-Phänomens selbst mit dem Nikol nicht möglich ist; doch ist ein höherer ungerader Zerfall vor allem bei der letzten Linie $\lambda = 5695.24$ nicht unwahrscheinlich.

Die Linie $\lambda = 5739.88$ endlich ist ein äusserst diffuses Triplet.

Bei den Linien $\lambda = 4213.16$ und $\lambda = 4875.58$ ist der Wert $\frac{d\lambda}{\mathfrak{H} \cdot \lambda^2} \cdot 10^5$: 5,65 und 5,66, ferner bei den Linien $\lambda = 5163.97$ und $\lambda = 5395.47$ 4,59 bezw. 4,69 etwa derselbe.

Kayser gibt einige Gesetzmässigkeiten in dem Bau des Palladiumspektrums an, erwähnt jedoch diese Verbindung nicht. Auch ist die Differenz ihrer Schwingungszahlen nicht in eine der von Kayser angegebenen Gesetzmässigkeiten einzuordnen.

Das Palladiumspektrum ist schon von Purvis untersucht worden[1]); er kommt ebenso wie Kent nicht über den violetten Teil des Spektrums hinaus. Bei der Linie $\lambda = 4213.16$ findet er den Wert von $\frac{d\lambda}{\lambda^2}$ zu 1,54 bei einem Magnetfeld von 39890 Gauss, ich dagegen zu 2,25, eine Abweichung, die ich nur aus der Anwendung so hoher Feldstärken, wie sie Purvis gebraucht, und der damit oft verbundenen Inhomogenität des Magnetfeldes erklären kann.

[1]) J. E. Purvis, The influence of a very strong magnetic field on the spark spektra of palladium, rhodium and ruthenium. Proceed. of the Cambr. Phil. Soc. Vol. XIII. 1906. pag. 325—352.

Allgemeine Ergebnisse.

I. Es sind die helleren, sichtbaren Linien von Nickel und Palladium auf ihr Verhalten im starken Magnetfeld qualitativ und zum Teil auch quantitativ untersucht.

II. Für eine Reihe der untersuchten Linien ist nachgewiesen, dass ihre Aufspaltung proportional der Magnetfeldstärke ist.

III. Fast stets ist komplizierterer Zerfall einer Spektrallinie mit Diffusität verbunden; zur Untersuchung dieser Linien ist das Stufengitter nicht geeignet.

IV. Bei dem Einschalten des Magnetfeldes verringert sich der Abstand der Ordnungen; je stärker das Magnetfeld, desto grösser ist die Verminderung des Ordnungsabstandes.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden vom Oktober 1907 bis Dezember 1908 im Physikalischen Institut der Universität Halle a. S. durchgeführt.

Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet, meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. E. Dorn, für die freundliche Anregung, die fortgesetzte liebenswürdige Unterstützung und die fördernde Beratung bei der Arbeit meinen herzlichsten Dank ergebenst auszusprechen.

Lebenslauf.

Am 19. April 1887 wurde ich, Curt Martin Walther Peterke, als Sohn des Oberbahnassistenten K. Peterke in Stargard in Pommern geboren. Meine Schulbildung erhielt ich auf dem Realprogymnasium in Wriezen und auf dem Stadtgymnasium in Stettin, das ich Ostern 1905 mit dem Zeugnis der Reife verliess, um zunächst in Jena, dann in Halle Mathematik und Physik zu studieren.

Während meiner Studienzeit besuchte ich die Vorlesungen, Seminare und Übungen folgender Herren Professoren und Dozenten.

In Jena:

Gutzmer, Knopf, Thomae und Winkelmann.

In Halle:

Buchholz, Cantor, Dorn, Ebbinghaus (†), Eberhard, Fries, Gutzmer, Uphues, Walter (†) und Wangerin.

Allen diesen meinen verehrten Lehrern, besonders aber Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. E. Dorn bin ich zu grossem Danke verpflichtet.

Fig. 1.

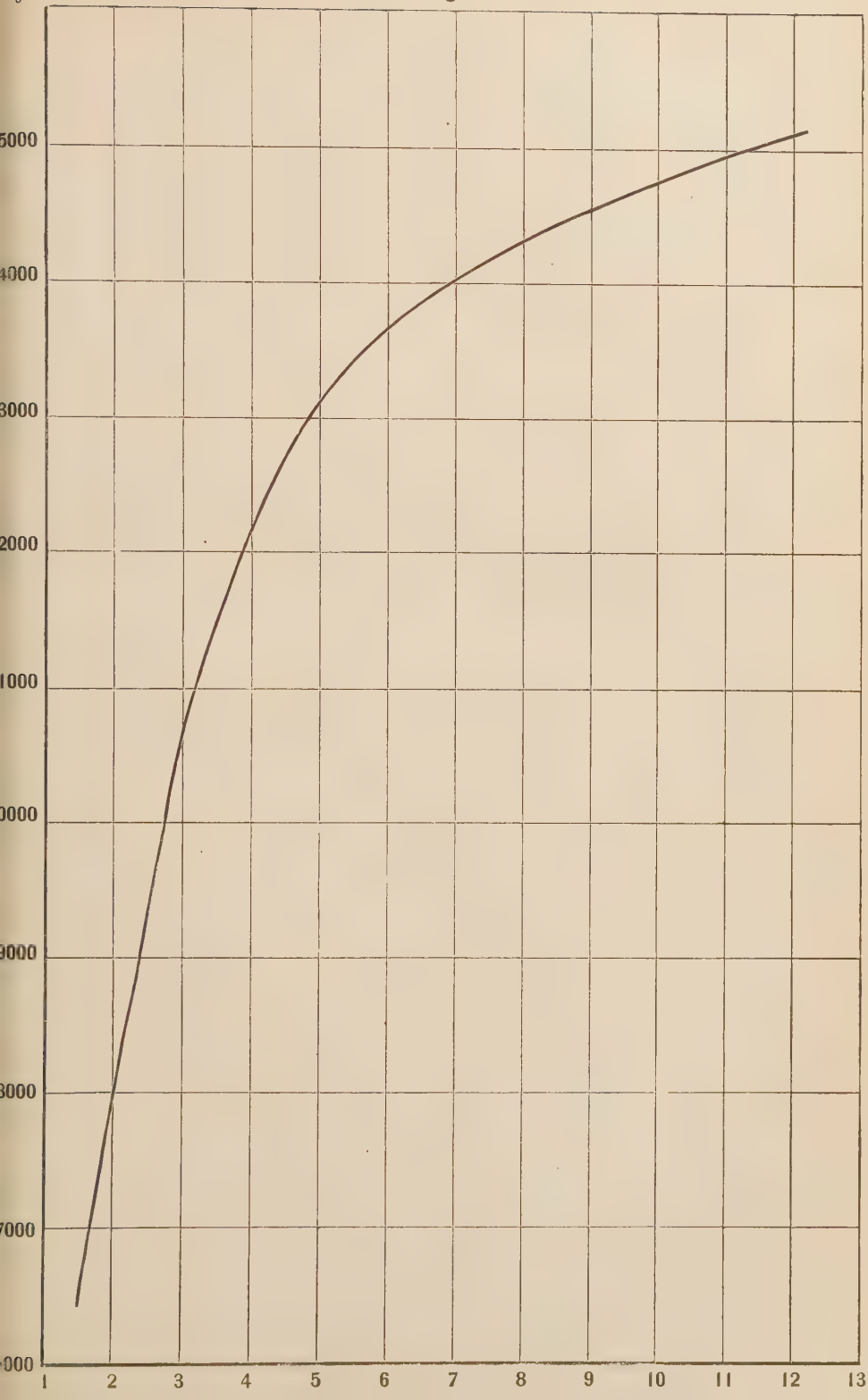
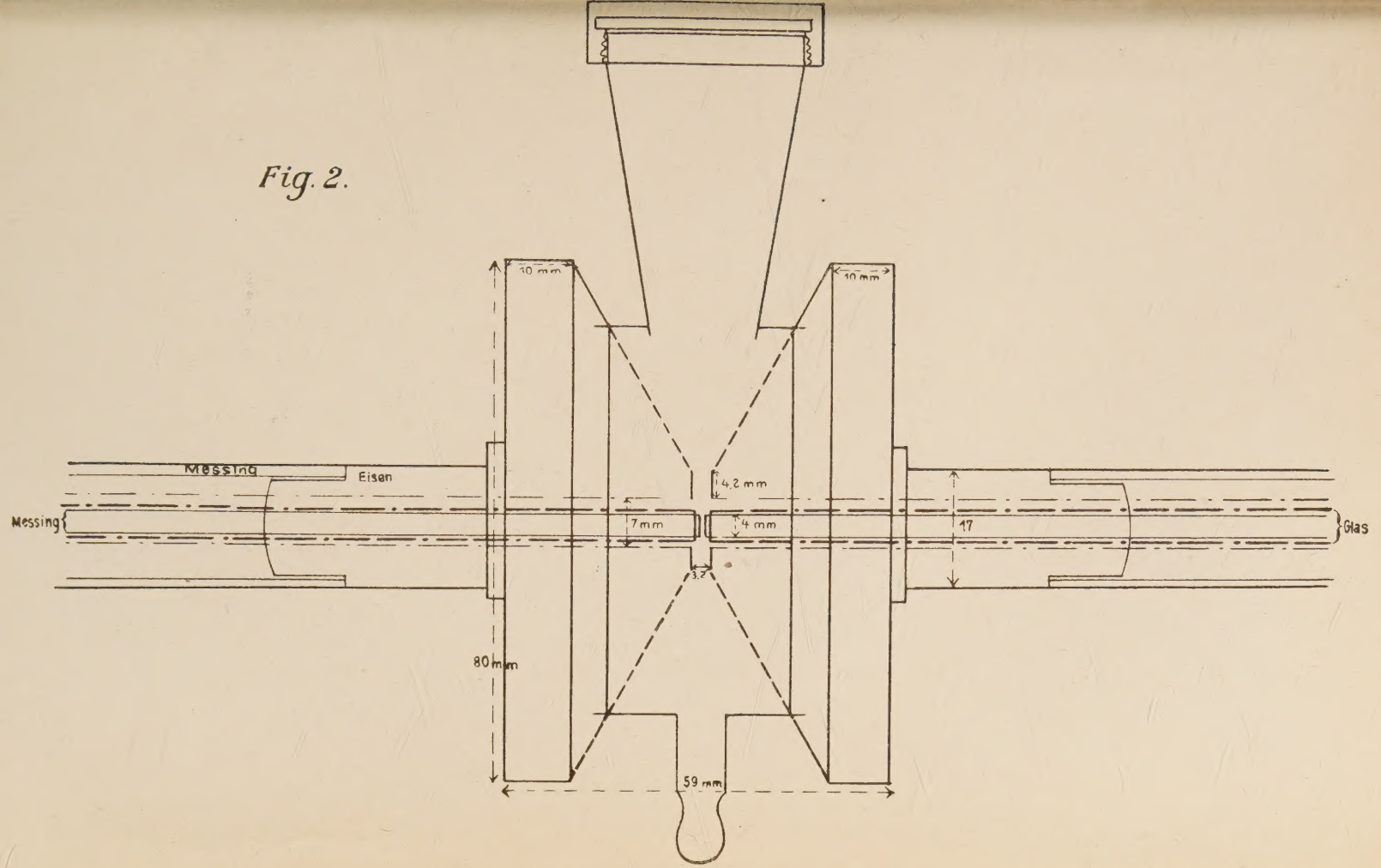

5000
4000
3000
2000
1000
0000
9000
8000
7000
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13

Fig. 2.


10 mm
10 mm
Messing
Eisen
Messing
14,2 mm
7 mm
4 mm
17
Glas
3,2
80 mm
59 mm